

Научная статья

## Численное моделирование суточных колебаний инсоляции в идеализированной модели общей циркуляции атмосферы

А.А. Гаврилов<sup>1</sup>, А.Н. Сухановский<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН, Новосибирск, Российская Федерация

<sup>2</sup> Институт механики сплошных сред УрО РАН, Пермь, Российская Федерация

Вращение Земли вокруг своей оси приводит к тому, что область, освещенная Солнцем, постоянно перемещается в противоположном направлении. Возникающие в результате этого суточные осцилляции температуры поверхности могут оказывать влияние на структуру и динамику общей циркуляции атмосферы и бароклинических волн в средних широтах. В представленной работе проведено численное исследование влияния суточных колебаний инсоляции на формирование и характеристики крупномасштабных течений при помощи численного аналога лабораторной модели общей циркуляции атмосферы. Рассмотрены два основных режима течения: с регулярными и нерегулярными бароклиническими волнами. Суточные осцилляции инсоляции моделировались посредством локализованного движущегося источника тепла. Показано, что для обоих режимов бароклинических волн переход от стационарного, зонально однородного нагрева к нестационарному, зонально неоднородному нагреву не приводит к качественным изменениям в структуре среднего течения и распределении пульсаций. Наблюдаются только количественные изменения их характеристик, величина которых не превышает 15%. Предположение, что движущийся источник тепла приведет к росту энергии пульсаций, не подтвердилось. Более того, энергия пульсаций меридиональной скорости, которая характеризует энергию бароклинических волн, в случае движущегося источника тепла уменьшается. Относительно слабое влияние перехода от стационарного, зонально однородного нагрева к нестационарному, зонально неоднородному объясняется тем, что возмущения, обусловленные движением источника тепла, локализованы как по пространству, так и по частоте.

*Ключевые слова:* вращающаяся конвекция, локализованный нагрев, общая циркуляция атмосферы, бароклинические волны

*Получение:* 25.11.2025 / *Публикация онлайн:* 25.02.2026

УДК 532.5; 536.252

### 1. Введение

Общая циркуляция атмосферы (ОЦА) определяет перенос тепла между низкими и высокими широтами и тем самым оказывает ключевое влияние на погоду и региональный климат [1]. Характеристики и временная эволюция ОЦА зависят от целого ряда факторов: вращения Земли, солнечного излучения, рельефа поверхности и многих других. Учет этих факторов необходим для прогноза погоды, вследствие чего используемые для этих целей математические модели чрезвычайно сложны [2–4]. Большое количество параметров и настроек моделей, описывающих гидродинамические и термодинамические процессы, существенно затрудняет применение этих моделей (в полной постановке) для выявления механизмов формирования крупномасштабных зональных и меридиональных течений, волн различной природы [5, 6]. Для этого используются более простые модели с различной степенью идеализации [7, 8]. Очевидное подобие средней структуры ОЦА и распределения волновой активности на данных реанализа [9], идеализированных полномасштабных моделей [10–12] и лабораторной модели [13–15] позволяет, по крайней мере в первом приближении, применять для моделирования ОЦА вращающийся конвективный слой с меридиональным перепадом температуры в определенной области управляющих параметров. В качестве примера успешного использования идеализированной лабораторной модели можно отметить выявление механизмов арктического потепления. Изменения в распределении температуры, интенсивности зональных течений и бароклинических волн в экспериментах и численных расчетах, реализованных в рамках лабораторной модели ОЦА в работе [15], хорошо качественно согласуются с результатами, полученными при помощи климатических моделей [16, 17] и реанализа [18]. При этом относительная простота и небольшое количество параметров лабораторной модели ОЦА позволили выделить из возможных механизмов, ответственных за усиление потепления в Арктике, один, основанный на ослаблении и смещении полярной меридиональной ячейки. В работе [19] изучались трансформация ОЦА и средняя и пульсационная части меридионального теплопереноса при варьировании вращения. Ключевые результаты [19], такие как зависимость числа меридиональных ячеек от скорости вращения, также хорошо согласуются с полномасштабным моделированием в приближении аквапланеты [10].

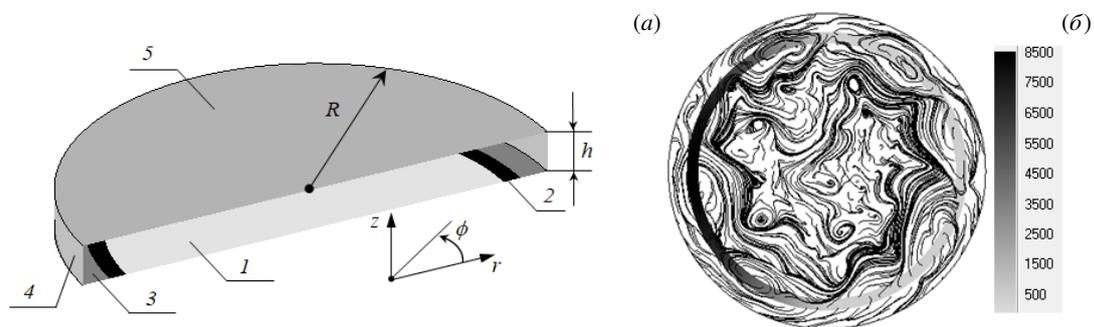
Сезонные осцилляции инсоляции могут оказывать существенное влияние на характеристики ОЦА и бароклинических волн [11, 12]. Помимо относительно медленных сезонных осцилляций, инсоляция характеризуется быстрыми суточными осцилляциями. Источник тепла (освещаемая Солнцем область) движется по поверхности Земли в направлении, противоположном ее вращению. Известно, что суточные колебания оказывают сильное влияние на фазовые переходы, содержание влаги [20, 21], интенсивность ветра [22], конвекцию [23]. Также предполагается влияние суточных осцилляций на модуляцию амплитуды волн Россби в низких широтах [24]. Обзор литературы показывает, что важный вопрос о том, как суточные осцилляции влияют на формирование и динамику крупномасштабных атмосферных течений, не получил должного внимания и является открытым. Надо отметить, что формирование конвективных течений при наличии движущегося в зональном направлении источника тепла исследовалось в целом ряде работ (в том числе в исследованиях последнего времени), но только

для неподвижного слоя. Изначально решался вопрос о самой возможности развития зональной циркуляции в неподвижном цилиндрическом слое в случае вращающегося в лабораторной системе источника тепла. В экспериментах [25, 26] было продемонстрировано, что зональные течения действительно формируются, причем в противоположном по отношению к вращению источника тепла направлении. Численные расчеты [27] показали, что в зависимости от параметров (угловой скорости вращения источника тепла и интенсивности нагрева) возможно формирование зональных течений, как отстающих, так и опережающих источник.

В настоящей работе исследуется влияние суточных колебаний инсоляции на формирование и характеристики крупномасштабных течений при помощи численного аналога лабораторной модели ОЦА.

## 2. Методы

Исследование выполнено на основе цифрового аналога лабораторной модели ОЦА. Подробное описание лабораторной модели, а также сравнение результатов лабораторных и численных исследований можно найти в [13, 15, 19]. Общая схема расчетной области представлена на рисунке 1а. Рабочим объемом является цилиндрический слой жидкости со свободной поверхностью, имеющий радиус  $R = 345$  мм и высоту  $h = 30$  мм. На нижней границе располагается кольцевой нагреватель шириной 25 мм. Расстояние от боковой цилиндрической стенки до внешней границы нагревателя составляет 40 мм. В качестве рабочей жидкости используется силиконовое масло PMS-5.



**Рис. 1.** Схема расчетной области: 1, 3, 4 – вращающиеся адиабатические стенки, условие прилипания; 2 – кольцевой нагреватель; 5 – свободная граница (теплообмен с воздухом), условие проскальзывания (а); распределение температуры  $T$ , [K] в области движущегося кольцевого нагревателя (показано цветом) и пример мгновенных течений вблизи свободной границы (линии тока) (б)

Нестационарное течение несжимаемой жидкости моделируется в приближении Буссинеска во вращающейся системе отсчета уравнениями вида:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0,$$

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) \mathbf{u} + (2\boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{u} + \boldsymbol{\Omega} \times \boldsymbol{\Omega} \times \mathbf{r}) = -\frac{\nabla p}{\rho} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} - \beta(T - T_0)g,$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + (\mathbf{u} \cdot \nabla) T = \chi \nabla^2 T,$$

где  $\mathbf{u}$  — вектор относительной скорости (далее просто скорость),  $\boldsymbol{\Omega}$  — вектор угловой скорости вращения системы вокруг центральной оси,  $\mathbf{r}$  — локальный радиус-вектор,  $p$  — давление,  $\rho$  — плотность,  $\nu$  — кинематическая вязкость,  $\beta$  — коэффициент термического расширения,  $T$  — температура,  $T_0$  — характерная температура,  $g$  — ускорение свободного падения,  $\chi$  — коэффициент температуропроводности.

На всех твердых стенках ставятся условия прилипания, на свободной границе — условие проскальзывания. Тепловой режим определяется мощностью нагревателя и холодильника. Для базового варианта теплопереноса значения мощности нагревателя и холодильника (свободной поверхности) равняются  $Q_h = 123$  Вт. На нагревателе и холодильнике задается тепловой поток, который рассчитывается по заданной тепловой мощности и площади поверхностей. Остальные твердые поверхности являются адиабатическими.

В серии расчетов моделируется локальный источник тепла на периферии, в области кольцевого нагревателя, движущийся во вращающейся системе отсчета против вращения слоя с угловой скоростью  $\Omega$  (Рис. 1б). Вращающийся локальный источник нагрева имитирует солнечное освещение. Плотность теплового потока от локального источника рассчитывается следующим образом:

$$q(\phi, t) = \frac{\pi Q_{local}}{A_h} \max[0, \sin(\phi + \Omega t)],$$

где  $Q_{local}$  — тепловая мощность локального источника,  $A_h$  — площадь кольцевого нагревателя,  $\phi$  — локальный азимутальный угол.

В работе рассматриваются два режима: с регулярными и нерегулярными бароклиными волнами [13, 19]. Соответствующие значения угловой скорости равняются 0.23 и 0.37 рад/с. В качестве безразмерных параметров

для описания эффектов вращения обычно используется число Экмана:

$$Ek = \nu / (\Omega h^2),$$

и число Тейлора

$$Ta = 4\Omega^2 R^5 / (h\nu^2).$$

Для режима регулярных волн управляющие параметры имеют значения:  $Ek = 0.025$ ,  $Ta = 1.4 \cdot 10^9$ , а для режима нерегулярных волн —  $Ek = 0.015$ ,  $Ta = 3.6 \cdot 10^9$ . Число Экмана характеризует толщину вязкого пограничного слоя у нижней границы модели. В рассматриваемых режимах толщина слоя составляет порядка 4 мм. Для каждого режима рассмотрены три конфигурации нагрева: азимутально однородный нагрев, движущийся локальный источник тепла и комбинированный нагрев, сочетающий азимутально однородный нагрев и движущийся локальный источник тепла. Суммарная мощность нагрева для всех конфигураций фиксированная и равная 123 Вт. Нагрев и охлаждение сбалансированы, таким образом полный поток тепла через все границы нулевой, и средняя по объему температура не меняется.

Начальным приближением для скорости жидкости служит скорость ее твердотельного вращения. Начальная температура жидкости считается однородной и принимается равной  $20^\circ \text{C}$ .

Дискретизация. Применяется неструктурированная расчетная сетка, состоящая из нескольких блоков со структурированной сеткой, образуемой шестигранными ячейками. Блоки выделяют области нагревателя и локализованного холодильника. В области холодильника используется пятиблочная структурированная сетка с центральным квадратом. Квадрат покрывается однородной структурированной сеткой. В вертикальном направлении сетка сгущается к верхней и нижней границам расчетной области и содержит  $N_z$  узлов. Приблизительно можно сказать, что базовая расчетная сетка имеет следующую детализацию: 192 узла в радиальном направлении со сгущением к нагревателю и холодильнику, 260 узлов в тангенциальном направлении и 40 узлов в вертикальном направлении с коэффициентом сгущения к границам модели 1.05. Общее количество конечных объемов равняется 2.0 млн.

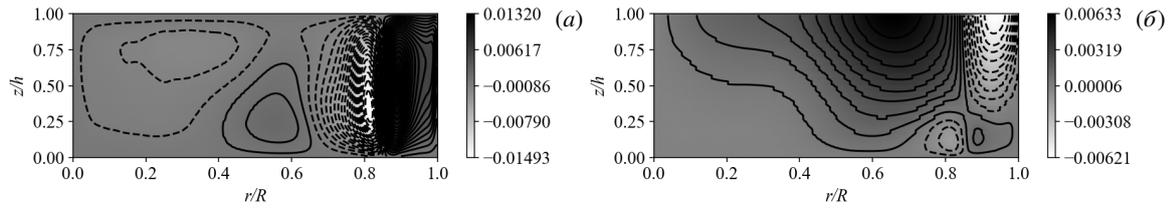
Шаг интегрирования по времени берется равным 0.1 с и в течение расчета остается постоянным. Для базового режима с периодом вращения 17 с максимальное число Куранта–Фридрихса–Леви (CFL), рассчитанное по относительной скорости, не превосходит 3.0, а в среднем по объему  $CFL = 0.2 \pm 0.2$ . Статистические характеристики находятся при помощи осреднения по времени и азимутальному направлению после выхода на статистически стационарный режим. Выход на режим занимает около 2000 с. Время осреднения составляет не менее 7200 с.

Численный алгоритм. Численные расчеты выполнены в пакете SigmaFlow; численный алгоритм базируется на методе конечного объема для пространственных уравнений гидродинамики на неструктурированной сетке. Аппроксимация конвективных и диффузионных членов уравнения количества движения осуществляется центрально-разностными схемами второго порядка. Связь между полями скорости и давления, обеспечивающая выполнение уравнения неразрывности, реализуется при помощи SIMPLE-подобной процедуры расщепления. Значения полей скорости и давления определяются в центрах конечных объемов. Для устранения осцилляций поля давления применяется подход Рхи–Чоу, заключающийся в специальной интерполяции вектора скорости на гранях конечных объемов. Интегрирование по времени уравнения движения производится методом Кранка–Николсон второго порядка точности. При этом неявно трактуются как вязкие, так и конвективные члены уравнения движения. Конвективные члены уравнения переноса энергии аппроксимируются противоточной TVD схемой, нестационарное слагаемое уравнения на температуру — трехслойной схемой второго порядка. Поправка давления находится из соответствующего разностного уравнения алгебраическим многосеточным методом. Для ускорения расчетов применяется технология параллельных вычислений, основанная на декомпозиции расчетной области на несколько соприкасающихся подобластей.

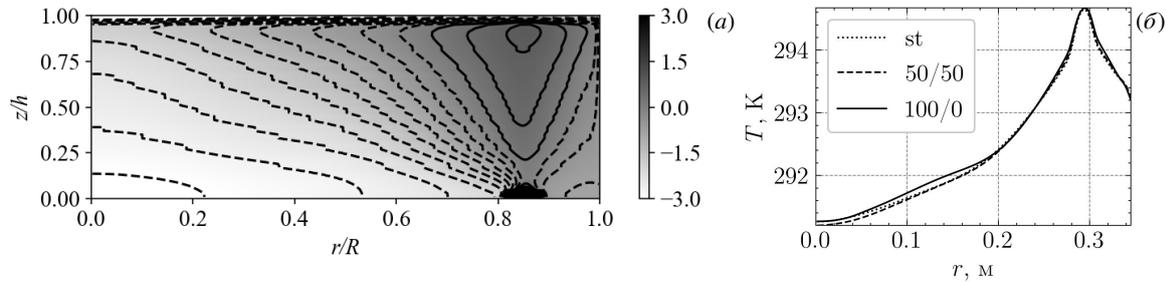
Верификация и валидация. Верификация численной модели выполнена авторами ранее, см. работу [15].

### 3. Результаты

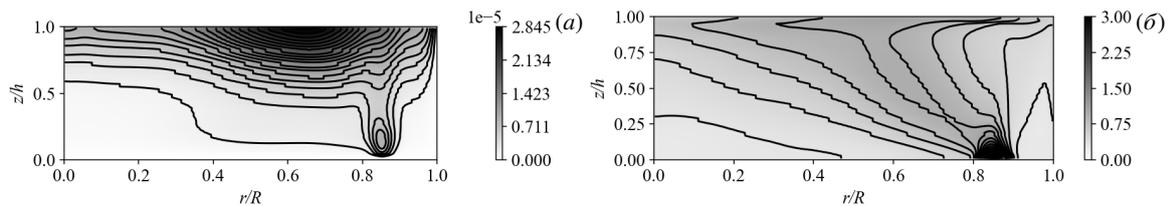
Влияние движущегося протяженного источника тепла на характеристики течений в лабораторной модели ОЦА изучалось для двух режимов: с квазирегулярными и нерегулярными бароклинными волнами. Структура средних и мгновенных течений во втором режиме наиболее близка к наблюдаемым в реальной атмосфере [15], поэтому для краткости далее будем называть этот режим атмосферным. Таким образом, появляется возможность оценить влияние суточных колебаний температуры для различных волновых режимов. Режим со стационарным нагревом, подробно описанный в [15], используем в качестве базового. Ограничимся кратким описанием основных особенностей, которые потребуются для сравнительного анализа. Средние и пульсационные характеристики течений для базового состояния, то есть стационарного нагрева, представлены на рисунках 2, 3а, 4а. Средняя меридиональная циркуляция состоит из аналогов трех основных атмосферных ячеек (Рис.2а). Наиболее интенсивным является аналог ячейки Хэдли, расположенной вблизи области нагрева, затем на меньших радиусах находится аналог среднеширотной ячейки (ячейки Ферреля) и, наконец, около оси вращения формируется аналог полярной ячейки. В силу того, что область нагрева смещена от боковой стенки, рядом с ней возникает еще одна (дополнительная) ячейка, которая не представляет интереса для данной работы. Структура зональных течений



**Рис. 2.** Средняя меридиональная циркуляция (распределение функции тока,  $[m^2/c]$ ) (а) и распределение средних зональных течений,  $[m/c]$  (б) в атмосферном режиме; штриховые линии – изолинии с отрицательными значениями, а сплошные – изолинии с положительными значениями



**Рис. 3.** Среднее (по времени и зональной координате) распределение температуры ( $T - T_0$ ),  $[K]$  при стационарном нагреве (а); средние (по времени, зональной координате и высоте) радиальные профили температуры для различных конфигураций нагрева (б): st – стационарный, 50/50 – комбинация стационарного нагрева и движущегося источника, 100/0 – движущийся источник; атмосферный режим

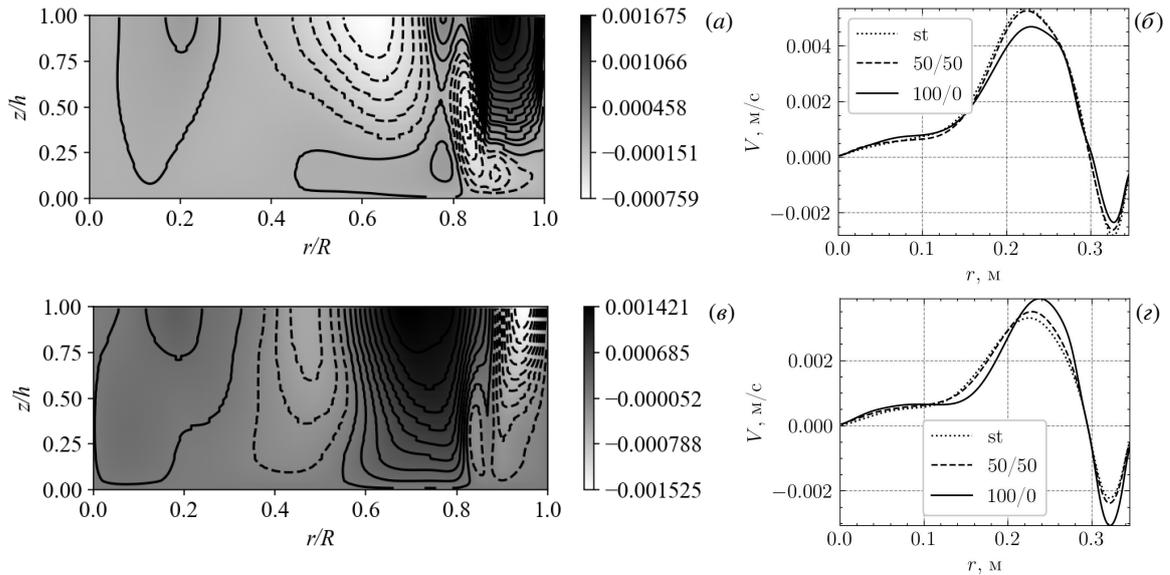


**Рис. 4.** Распределения энергии пульсаций скорости,  $[m^2/c^2]$  (а) и энергии пульсаций температуры,  $[K^2]$  (б); атмосферный режим, стационарный нагрев

(во вращающейся системе отсчета) также качественно подобна структуре течений, наблюдаемых в атмосфере (Рис. 2б). На периферии формируется течение, направленное против вращения слоя (антициклоническое), являющееся аналогом восточных ветров. На меньших радиусах появляется аналог западных ветров — течение, сонаправленное с вращением слоя (циклоническое). Скорость зональных течений  $V$  в модели ОЦА, как и в реальной атмосфере, растет с высотой  $z$ .

Среднее распределение температуры показано на рисунке 3а. Особенностью конвекции во вращающемся слое является наклонное расположение изотерм температуры. При этом практически везде, за исключением примыкающей к нагревателю области, температура растет с высотой, то есть формируется устойчивая стратификация. Пульсации меридиональной скорости обусловлены в первую очередь бароклинными волнами и обычно используются в качестве индикатора волновой активности (Рис. 4а). Бароклинные волны образуются в области с наибольшим горизонтальным градиентом температуры, который смещен от области нагрева в сторону меньших радиусов (Рис. 3а). Максимум волновой активности расположен в верхней части слоя, как и в реальной атмосфере, в которой наибольший уровень пульсаций меридиональной скорости наблюдается в верхних слоях тропосферы. Пульсации температуры, показанные на рисунке 4б, также обусловлены бароклинными волнами. Высокий уровень пульсаций температуры характеризует область бароклиновых волн и наибольшего потока тепла.

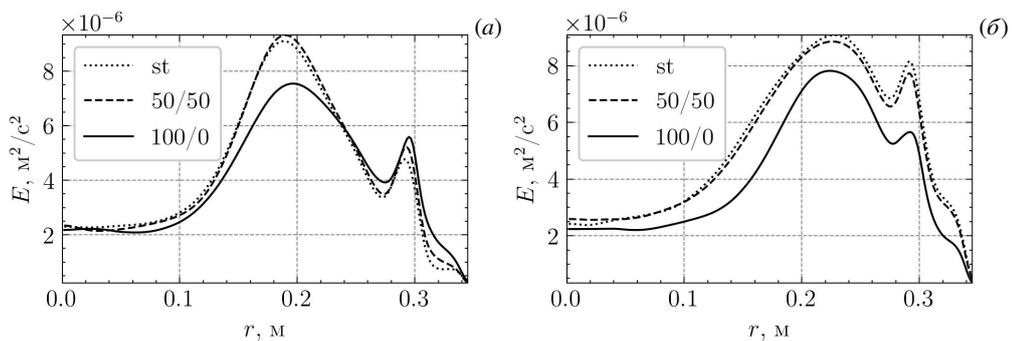
Рассмотрим изменение средних и пульсационных характеристик течений при движущемся против направления вращения источнике тепла. На рисунке 3б видно, что среднее распределение температуры слабо зависит от конфигурации нагрева. Радиальные профили температуры (осредненные по времени, зональной координате и высоте) для стационарного, зонально симметричного нагревателя и движущегося локализованного нагревателя практически совпадают. В отличие от профилей температуры, переход к другой конфигурации нагрева приводит к количественным изменениям средних зональных течений, существенно зависящим от скорости вращения системы, но при этом их общая структура сохраняется. Переход от зонально однородного стационарного нагрева к движущемуся источнику в режиме квазирегулярных бароклиновых волн сопровождается ослаблением зонального течения (аналога западных ветров) (Рис. 5а, б), а в атмосферном режиме, наоборот, наблюдается усиление основного зонального течения и его смещение к периферии (Рис. 5в, г). Однако описанные изменения относительно небольшие и не влияют на структуру течения в целом.



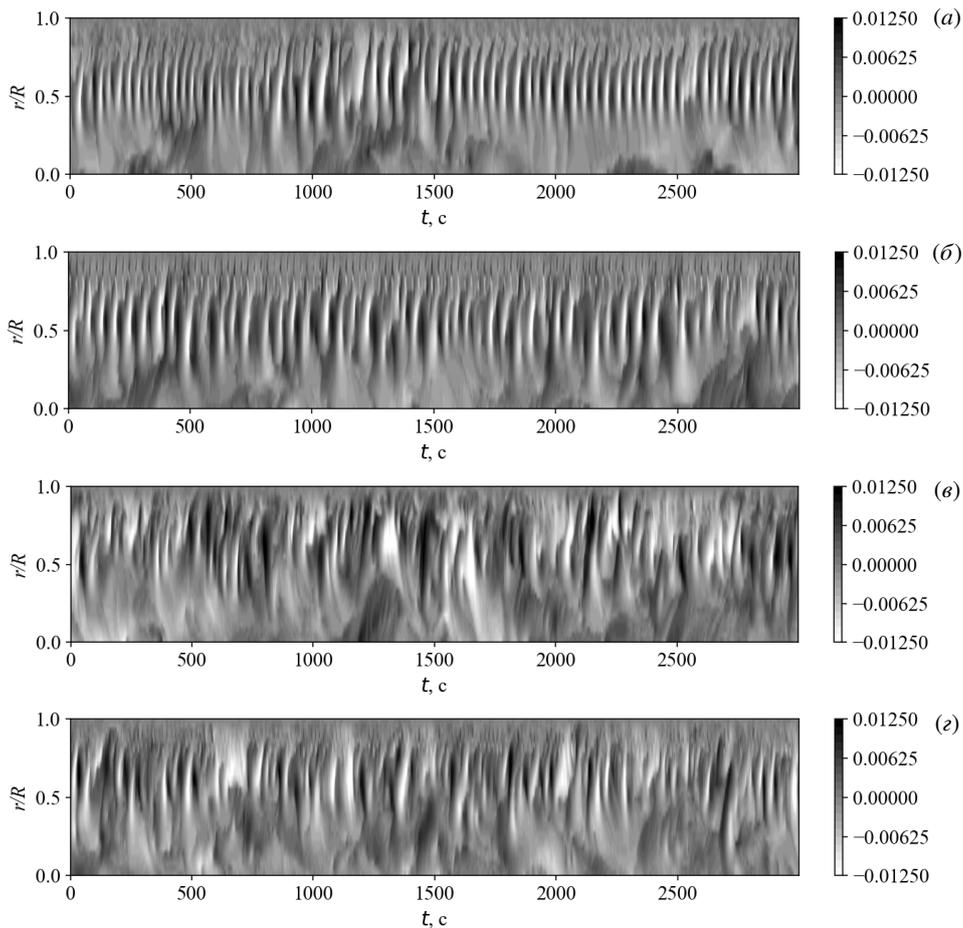
**Рис. 5.** Изменение в распределении зональных течений, [м/с] в случае движущегося источника тепла (*а, в*), средние (по высоте, зональной координате и времени) профили зональной скорости для трех конфигураций нагрева (*б, д*); режим квазирегулярных бароклиных волн (*а, б*), атмосферный режим (*в, д*)

Результаты, касающиеся пульсационных характеристик, оказались неожиданными. Движущийся локализованный нагреватель сам по себе является источником возмущений, поэтому можно было предположить, что при его наличии произойдет существенный рост уровня пульсаций скорости. Однако, как показывают результаты расчетов, это не так. Средние (по высоте и зональной координате) профили энергии пульсаций скорости для трех конфигураций нагрева и для двух различных режимов течения представлены на рисунке 6. Хорошо видно, что уровень пульсаций в области бароклиных волн на средних радиусах слоя жидкости в случае локализованного источника тепла уменьшается в обоих режимах. При этом, как и в среднем течении, качественных изменений в распределении пульсаций не происходит. Однако это не означает, что переход к другой конфигурации нагрева не повлияет на мгновенные характеристики бароклиных волн.

Общепринятым подходом для демонстрации эволюции бароклиных волн является использование временных зависимостей профилей пульсаций меридиональной скорости (диаграмм Ховмеллера). Напомним, что бароклиные волны смещаются вместе с зональным течением и двигаются во вращающейся системе отсчета по направлению вращения. На рисунке 7 представлены профили пульсаций меридиональной скорости на верхней границе слоя, вдоль фиксированного радиального направления в плоскости время–радиус для двух рассмотренных волновых режимов и двух конфигураций нагрева на периферии. Хорошо видны качественные изменения в характеристиках бароклиных волн при переходе от квазирегулярного (Рис. 7*а, б*) к атмосферному (Рис. 7*в, д*) режиму, чего нельзя сказать о влиянии конфигурации нагрева. Здесь, как и ранее для средних характеристик, видны некоторые заметные, но не принципиальные изменения. Так, для квазирегулярных волн, переход к движущемуся источнику тепла приводит к уменьшению фазовой скорости волн и увеличению их меридионального размера. Также заметны высокочастотные пульсации на периферии, вызванные движением источника тепла (Рис. 7*б*). Изменения в характере бароклиных волн в атмосферном режиме еще менее заметны. Диаграммы Ховмеллера для азимутальных профилей (Рис. 8) иллюстрируют особенности бароклиных волн для двух режимов и показывают,



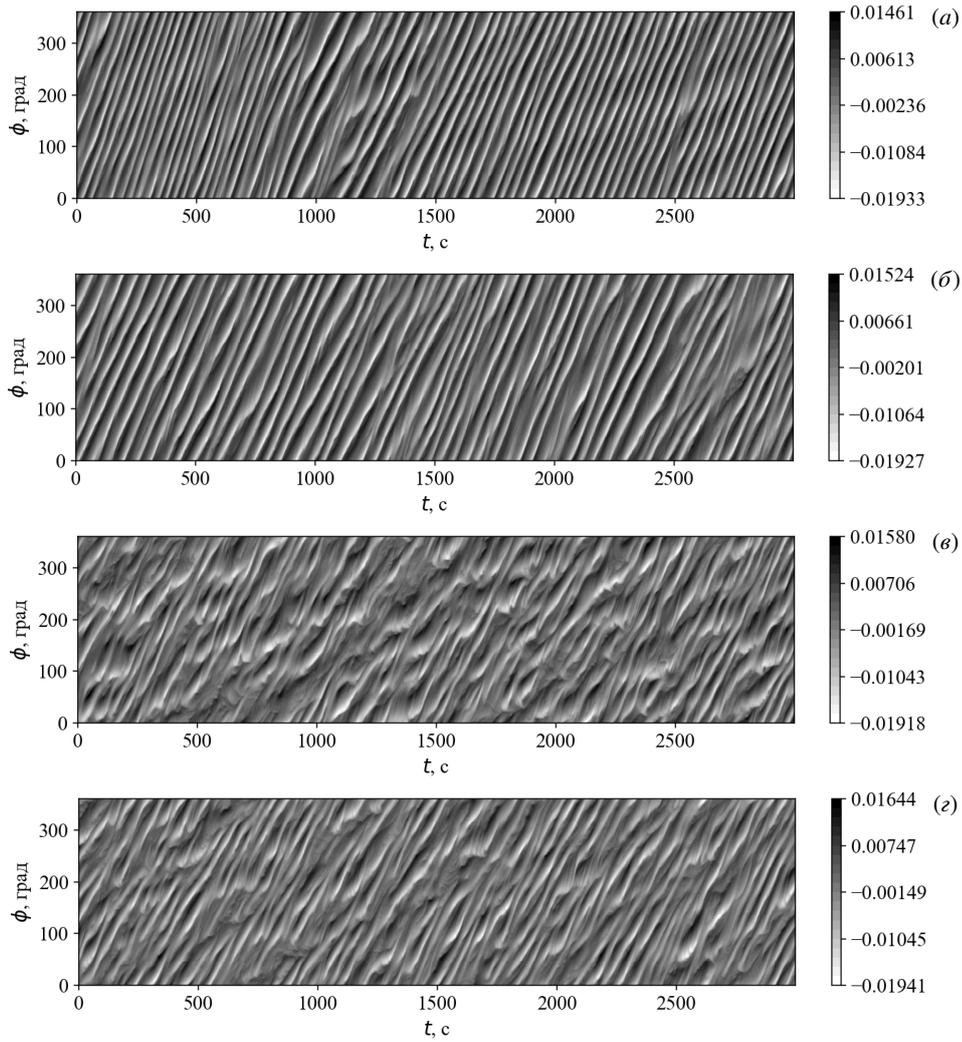
**Рис. 6.** Средние (по высоте и зональной координате) профили энергии пульсаций меридиональной скорости для трех конфигураций нагрева в режиме квазирегулярных бароклиных волн (*а*) и в атмосферном режиме (*б*)



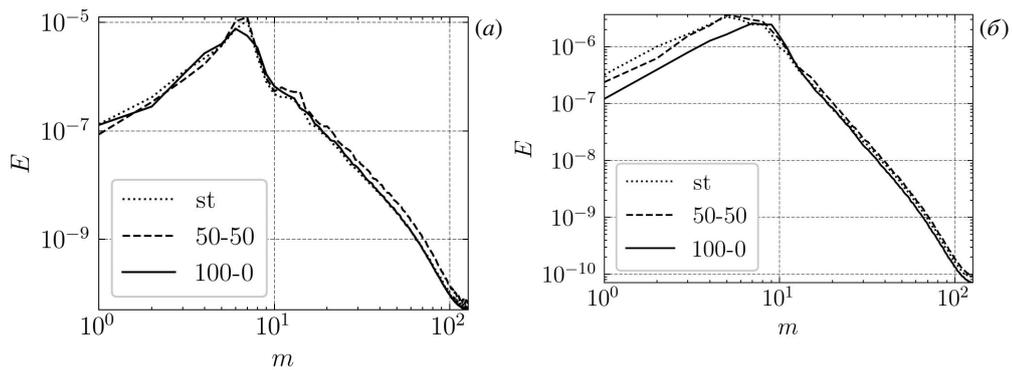
**Рис. 7.** Диаграммы Ховмеллера пульсаций меридиональной скорости, [м/с] на верхней границе слоя для фиксированного азимутального угла  $\phi$  в плоскости «время–радиус» при разных режимах течения и конфигурациях нагрева: режим квазирегулярных бароклиных волн (*a, б*); атмосферный режим (*в, з*); стационарный нагрев (*a, в*); движущийся локализованный источник (*б, з*)

что относительно небольшая вариация угловой скорости принципиально влияет на динамику волн. Минимумы и максимумы на рисунке 8 соответствуют индивидуальным волновым структурам (вихрям). Длина и наклон линий, хорошо различимых для режима регулярных волн (Рис.8*a, б*), характеризуют время жизни отдельных вихрей и их фазовую скорость. В атмосферном режиме (Рис.8*в, з*) волновое движение носит более сложный характер. Также надо отметить, что в отличие от регулярного режима, время жизни волн в атмосферном режиме существенно ограничено: они успевают разрушиться еще до совершения полного оборота. При этом даже в режиме с регулярными волнами возможны заметные перестройки волновой структуры, сопровождающиеся изменением волнового числа (количества вихрей) и амплитуды волн. Что касается основного вопроса, а именно влияния смены конфигурации нагрева на формирование волн, то здесь сложно дать однозначный ответ. Качественный анализ не позволяет выделить существенных отличий между результатами для зонально однородного нагрева и нагрева движущимся источником, то есть в целом картина волнового движения не зависит от конфигурации нагрева.

Спектры энергии пульсаций меридиональной скорости, которые характеризуют энергию бароклиных волн, представлены на рисунке 9 для различных режимов и типов нагрева. Для построения спектров используется разложение пульсаций меридиональной скорости на азимутальные Фурье-моды [11–13], для всего статистически стационарного интервала времени. Спектры для обоих режимов показывают снижение уровня пульсаций при переходе к движущемуся источнику тепла. Максимум энергии в квазирегулярном режиме смещается в область более низких (крупных) пространственных мод, а в атмосферном режиме, наоборот, в сторону более высоких мод. На рисунках 7 и 8 можно отметить укрупнение размера структур, характеризующих бароклиные волны в квазирегулярном режиме и их уменьшение в атмосферном режиме, в случае с движущимся источником тепла. Относительно слабое влияние смены режима нагрева от стационарного зонально однородного к нестационарному локализованному объясняется тем, что возмущения обусловленные движением источника тепла локализованы как по пространству, так и по частоте. Это хорошо видно на распределениях энергии пульсаций в различных плоскостях: радиус–волновая мода (Рис. 10) и радиус–частота (Рис. 11). Распределение локализованного нагрева характеризуется низшей модой  $m = 1$ , поэтому можно ожидать, что при движении источника тепла будут генерироваться крупномасштабные моды. Действительно, это хорошо видно на рисунке 10, пульсации скорости,

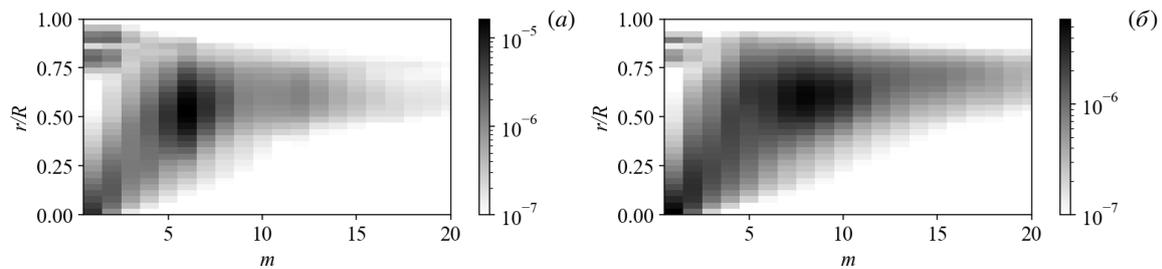


**Рис. 8.** Диаграммы Ховмеллера для пульсаций меридиональной скорости, [м/с] на верхней границе слоя для  $r/R \approx 0.53$  в плоскости «время–азимутальный угол»: режим квазирегулярных бароклиных волн (а, б), атмосферный режим (в, з), стационарный нагрев (а, в), движущийся локализованный источник (б, з)

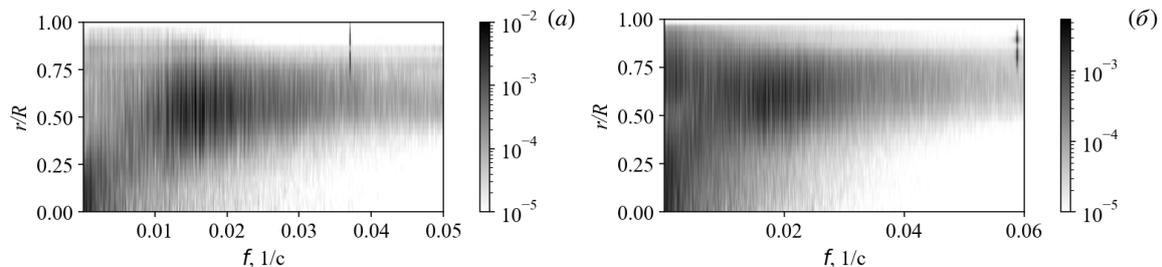


**Рис. 9.** Спектры энергии пульсаций меридиональной скорости, [м<sup>2</sup>/с<sup>2</sup>] для квазирегулярного (а) и атмосферного (б) режимов при различных конфигурациях нагрева

вызванные движением источника тепла, описываются низшими пространственными модами ( $m = 1$  и  $m = 2$ ), которые расположены на периферии и практически не проникают в область бароклиных волн. Распределение пульсаций по частоте (Рис. 11) показывает, что частота воздействия на систему вследствие движения источника нагрева значительно выше частот, характерных для бароклиных волн, особенно в атмосферном режиме.



**Рис. 10.** Распределение энергии пульсаций меридиональной скорости,  $[m^2/c^2]$  в плоскости «радиус–волновая мода» при разных режимах течения: квазирегулярный (а), атмосферный (б)



**Рис. 11.** Распределение энергии пульсаций меридиональной скорости,  $[m^2/c^2]$  в плоскости «радиус–частота»: квазирегулярный режим (а), атмосферный режим (б)

#### 4. Заключение

Проведено численное исследование влияния суточных колебаний инсоляции на формирование и характеристики крупномасштабных течений при помощи численного аналога лабораторной модели ОЦА. Результаты оказались неожиданными. Так, переход от стационарного зонально однородного нагрева к нагреву движущимся источником тепла, моделирующим суточные осцилляции инсоляции, не привел к качественным изменениям в характеристиках среднего течения и в распределении пульсаций. Имеют место только количественные изменения скорости основного зонального течения (аналога западных ветров) и пульсаций меридиональной скорости. Показано, что среднее распределение температуры практически не зависит от конфигурации нагрева. Заслуживает внимания, что нагрев от движущегося источника тепла по-разному влияет на основную зональную циркуляцию в различных режимах бароклинных волн: в квазирегулярном режиме зональное течение ослабевает, а в атмосферном режиме, наоборот, усиливается. Однако величина этих отклонений от базового случая (зонально однородного нагрева) не превышает 15%. Предположение о том, что движущийся источник тепла приведет к дополнительным возмущениям и, как следствие, к росту энергии пульсаций, не подтвердилось. Напротив, энергия пульсаций меридиональной скорости, которая характеризует энергию бароклинных волн, в случае движущегося источника тепла уменьшается. Относительно слабое влияние смены режима нагрева (стационарного зонально однородного на нестационарный локализованный) объясняется тем, что возмущения, обусловленные движением источника тепла, ограничены как по пространству, так и по частоте. Низшие пространственные моды располагаются на периферии и практически не проникают в область формирования бароклинных волн, а частота воздействия движения источника тепла значительно выше частот, характеризующих бароклинные волны.

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского научного фонда (проект № 22-61-00098), <https://rscf.ru/project/22-61-00098/>.

#### Литература

1. Vallis G.K. Atmospheric and oceanic fluid dynamics. Cambridge: Cambridge University Press, 2017
2. Володин Е.М., Мортиков Е.В., Кострыкин С.В., Галин В.Я., Лыков В.Н., Грицуцн А.С., Дианский Н.А., Гусев А.В., Яковлев Н.Г. Воспроизведение современного климата в новой версии модели климатической системы ИВМ РАН // Известия Российской академии наук. Физика атмосферы и океана. 2017. Т. 53, № 2. С. 164–178. DOI: 10.7868/S0002351517020122
3. Majumdar S.J., Sun J., Golding B., et al. Multiscale Forecasting of High-Impact Weather: Current Status and Future Challenges // Bulletin of the American Meteorological Society. 2021. Vol. 102, no. 3. P. E635–E659. DOI: 10.1175/BAMS-D-20-0111.1
4. Brotzge J.A., Berchhoff D., Carlis D.L., Carr F.H., Carr R.H., Gerth J.J., Gross B.D., Hamill T.M., Haupt S.E., Jacobs N., et al. Challenges and opportunities in numerical weather prediction // Bulletin of the American Meteorological Society. 2023. Vol. 104, no. 3. P. E698–E705. DOI: 10.1175/BAMS-D-22-0172.1
5. Vallis G.K. Geophysical fluid dynamics: whence, whither and why? // Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences. 2016. Vol. 472, no. 2192. 20160140. DOI: 10.1098/rspa.2016.0140

6. Claussen M., Mysak L., Weaver A., Crucifix M., Fichet T., Loutre M.-F., Weber S., Alcamo J., Alexeev V., Berger A., et al. Earth system models of intermediate complexity: closing the gap in the spectrum of climate system models // *Climate dynamics*. 2002. Vol. 18. P. 579–586. DOI: 0.1007/s00382-001-0200-1
7. Jeevanjee N., Hassanzadeh P., Hill S., Sheshadri A. A perspective on climate model hierarchies // *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. 2017. Vol. 9, no. 4. P. 1760–1771. DOI: 10.1002/2017MS001038
8. Maher P., Gerber E.P., Medeiros B., Merlis T.M., Sherwood S., Sheshadri A., Sobel A.H., Vallis G.K., Voigt A., Zurita-Gotor P. Model Hierarchies for Understanding Atmospheric Circulation // *Reviews of Geophysics*. 2019. Vol. 57, no. 2. P. 250–280. DOI: 10.1029/2018RG000607
9. Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., et al. The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project // *Renewable Energy*. Routledge, 2018. P. 146–194. DOI: 10.4324/9781315793245-16
10. Kaspi Y., Showman A.P. Atmospheric dynamics of terrestrial exoplanets over a wide range of orbital and atmospheric parameters // *The Astrophysical Journal*. 2015. Vol. 804, no. 1. P. 60. DOI: 10.1088/0004-637X/804/1/60
11. Sukhanovskii A., Stepanov R., Bykov A., Vetrov A., Kalinin N., Frick P. Mid-latitude baroclinic waves in a zonally homogeneous Earth-like planet // *Climate Dynamics*. 2025. Vol. 63, no. 1. P. 1–21. DOI: 10.1007/s00382-024-07561-z
12. Фрик П.Г., Степанов Р.А., Сухановский А.Н., Калинин Н.А., Ветров А.Л., Быков А.В. Общая циркуляция и бароклинные волны в атмосфере модельных азимутально-однородных планет земного типа // *Известия РАН. Физика атмосферы и океана*. 2025. Т. 61, № 6. С. 39–52.
13. Sukhanovskii A., Popova E., Vasiliev A. A shallow layer laboratory model of large-scale atmospheric circulation // *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*. 2023. P. 155–176. DOI: 10.1080/03091929.2023.2220877
14. Васильев А.Ю., Попова Е.Н., Сухановский А.Н. Структура течений в лабораторной модели общей циркуляции атмосферы // *Вычислительная механика сплошных сред*. 2023. Т. 16, № 3. С. 321–330. DOI: 10.7242/1999-6691/2023.16.3.27
15. Sukhanovskii A., Gavrilov A., Popova E., Vasiliev A. The study of the impact of polar warming on global atmospheric circulation and mid-latitude baroclinic waves using a laboratory analog // *Weather and Climate Dynamics*. 2024. Vol. 5, no. 2. P. 863–880. DOI: 10.5194/wcd-5-863-2024
16. Smith D.M., Screen J.A., Deser C., et al. The Polar Amplification Model Intercomparison Project (PAMIP) contribution to CMIP6: investigating the causes and consequences of polar amplification // *Geoscientific Model Development*. 2019. Vol. 12, no. 3. P. 1139–1164. DOI: 10.5194/gmd-2018-82
17. Ye K., Woollings T., Sparrow S.N., Watson P.A.G., Screen J.A. Response of winter climate and extreme weather to projected Arctic sea-ice loss in very large-ensemble climate model simulations // *npj Climate and Atmospheric Science*. 2024. Vol. 7, no. 1. P. 20. DOI: 10.1038/s41612-023-00562-5
18. Blackport R., Screen J.A. Insignificant effect of Arctic amplification on the amplitude of midlatitude atmospheric waves // *Science Advances*. 2020. Vol. 6, no. 8. eaay2880. DOI: 10.1126/sciadv.aay2880
19. Gavrilov A., Sukhanovskii A., Vasiliev A., Popova E. Numerical study of structural changes in the laboratory model of the atmospheric general circulation under variation of the rotation rate // *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2025. Vol. 241. 126676. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.126676
20. Soden B.J. The diurnal cycle of convection, clouds, and water vapor in the tropical upper troposphere // *Geophysical Research Letters*. 2000. Vol. 27, no. 15. P. 2173–2176. DOI: 10.1029/2000GL011436
21. Lee M.-I., Schubert S.D., Suarez M.J., Schemm J.-K.E., Pan H.-L., Han J., Yoo S.-H. Role of convection triggers in the simulation of the diurnal cycle of precipitation over the United States Great Plains in a general circulation model // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 2008. Vol. 113, no. D2. DOI: 10.1029/2007JD008984
22. Dai A., Deser C. Diurnal and semidiurnal variations in global surface wind and divergence fields // *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 1999. Vol. 104, no. D24. P. 31109–31125. DOI: 10.1029/1999JD900927
23. Yang G.-Y., Slingo J. The Diurnal Cycle in the Tropics // *Monthly Weather Review*. 2001. Vol. 129, no. 4. P. 784–801. DOI: 10.1175/1520-0493(2001)129<0784:TDCITT>2.0.CO;2
24. Raupp C.F.M., Dias P.L.S. Interaction of equatorial waves through resonance with the diurnal cycle of tropical heating // *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*. 2010. Vol. 62, no. 5. P. 706–718. DOI: 10.1111/j.1600-0870.2010.00463.x
25. Stern M.E. The Moving Flame Experiment // *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*. 1959. Vol. 11, no. 2. P. 175–179. DOI: 10.3402/tellusa.v11i2.9301
26. Schubert G., Whitehead J.A. Moving Flame Experiment with Liquid Mercury: Possible Implications for the Venus Atmosphere // *Science*. 1969. Vol. 163, no. 3862. P. 71–72. DOI: 10.1126/science.163.3862.71
27. Reiter P., Zhang X., Stepanov R., Shishkina O. Generation of zonal flows in convective systems by travelling thermal waves // *Journal of Fluid Mechanics*. 2021. Vol. 913. A13. DOI: 10.1017/jfm.2020.1186

### Сведения об авторах:

Гаврилов Андрей Анатольевич, кфмн, снс, Институт теплофизики им. С.С. Кутателадзе СО РАН (ИТ СО РАН), 630090, г. Новосибирск, пр-т Академика Лаврентьева, д. 1; e-mail: gavand@yandex.ru; ORCID: 0009-0004-8061-0040

Сухановский Андрей Николаевич (корр.), дфмн, зав.лаб., Институт механики сплошных сред УрО РАН (ИМСС УрО РАН), 614018, г. Пермь, ул. Академика Королёва, д. 1; e-mail: san@icmm.ru; ORCID: 0000-0003-3178-0217

Research article

## Numerical modeling of diurnal oscillation of insolation in the idealized model of general atmospheric circulation

A.A. Gavrilov<sup>1</sup>, A.N. Sukhanovskii<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Kutateladze Institute of Thermophysics SB RAS, Novosibirsk, Russian Federation

<sup>2</sup> Institute of Continuous Media Mechanics UB RAS, Perm, Russian Federation

The Earth's rotation around its axis causes the sunlit region to constantly shift in the opposite direction. The resulting diurnal oscillations of the surface temperature can influence the structure and dynamics of the general circulation and midlatitude baroclinic waves. This paper presents a numerical study of the influence of diurnal insolation oscillations on the formation and characteristics of large-scale flows using a numerical analogue of the laboratory model of atmospheric general circulation. Two main regimes were considered: with regular and irregular baroclinic waves. Diurnal insolation oscillations were modeled using a localized, moving heat source. It is shown that for both regimes of baroclinic waves, the transition from stationary, zonally uniform heating to non-stationary, zonally inhomogeneous heating does not lead to qualitative changes of the mean flow structure or the distribution of pulsations. This only leads to quantitative changes, the magnitude of which does not exceed 15%. The hypothesis that a moving heat source would lead to an increase in pulsation energy was not confirmed. Moreover, the energy of meridional velocity pulsations, which characterizes the energy of baroclinic waves, decreases in the case of a moving heat source. A relatively weak effect of the transition from a stationary, zonally uniform heating regime to a non-stationary, localized one is explained by the fact that disturbances caused by the movement of the heat source are both spatially and frequency-localized.

**Keywords:** rotating convection, localized heating, general atmospheric circulation, baroclinic waves

*Received:* 25.11.2025 / *Published online:* 25.02.2026

### Acknowledgements

The research was supported by the Russian Science Foundation (project № 22-61-00098), <https://rscf.ru/project/22-61-00098/>.

### References

1. Vallis G.K. Atmospheric and oceanic fluid dynamics. Cambridge University Press, 2017
2. Volodin E.M., Mortikov E.V., Kostykin S.V., Galin V.Y., Lykosov V.N., Gritsun A.S., Dianskii N.A., Gusev A.V., Yakovlev N.G. Simulation of Modern Climate with the New Version of the INM RAS Climate Model. *Izvestiya Atmospheric and Oceanic Physics*. 2017. Vol. 53, no. 2. P. 164–178. DOI: 10.7868/S0002351517020122
3. Majumdar S.J., Sun J., Golding B., et al. Multiscale Forecasting of High-Impact Weather: Current Status and Future Challenges. *Bulletin of the American Meteorological Society*. 2021. Vol. 102, no. 3. P. E635–E659. DOI: 10.1175/BAMS-D-20-0111.1
4. Brotzge J.A., Berchhoff D., Carlis D.L., Carr F.H., Carr R.H., Gerth J.J., Gross B.D., Hamill T.M., Haupt S.E., Jacobs N., et al. Challenges and opportunities in numerical weather prediction. *Bulletin of the American Meteorological Society*. 2023. Vol. 104, no. 3. P. E698–E705. DOI: 10.1175/BAMS-D-22-0172.1
5. Vallis G.K. Geophysical fluid dynamics: whence, whither and why?. *Proceedings of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences*. 2016. Vol. 472, no. 2192. 20160140. DOI: 10.1098/rspa.2016.0140
6. Claussen M., Mysak L., Weaver A., Crucifix M., Fichefet T., Loutre M.-F., Weber S., Alcamo J., Alexeev V., Berger A., et al. Earth system models of intermediate complexity: closing the gap in the spectrum of climate system models. *Climate dynamics*. 2002. Vol. 18. P. 579–586. DOI: 10.1007/s00382-001-0200-1
7. Jeevanjee N., Hassanzadeh P., Hill S., Sheshadri A. A perspective on climate model hierarchies. *Journal of Advances in Modeling Earth Systems*. 2017. Vol. 9, no. 4. P. 1760–1771. DOI: 10.1002/2017MS001038
8. Maher P., Gerber E.P., Medeiros B., Merlis T.M., Sherwood S., Sheshadri A., Sobel A.H., Vallis G.K., Voigt A., Zurita-Gotor P. Model Hierarchies for Understanding Atmospheric Circulation. *Reviews of Geophysics*. 2019. Vol. 57, no. 2. P. 250–280. DOI: 10.1029/2018RG000607
9. Kalnay E., Kanamitsu M., Kistler R., et al. The NCEP/NCAR 40-Year Reanalysis Project. *Renewable Energy*. Routledge, 2018. P. 146–194. DOI: 10.4324/9781315793245-16
10. Kaspi Y., Showman A.P. Atmospheric dynamics of terrestrial exoplanets over a wide range of orbital and atmospheric parameters. *The Astrophysical Journal*. 2015. Vol. 804, no. 1. P. 60. DOI: 10.1088/0004-637X/804/1/60
11. Sukhanovskii A., Stepanov R., Bykov A., Vetrov A., Kalinin N., Frick P. Mid-latitude baroclinic waves in a zonally homogeneous Earth-like planet. *Climate Dynamics*. 2025. Vol. 63, no. 1. P. 1–21. DOI: 10.1007/s00382-024-07561-z
12. Frick P.G., Stepanov R.A., Sukhanovskii A.N., Kalinin N.A., Vetrov A.L., Bykov A.V. General circulation and baroclinic Waves in the atmosphere of zonally uniform Earth-Like model planets. *Izvestiya, Atmospheric and Oceanic Physics*. 2025. Vol. 61, no. 6. P. 670–681.

13. *Sukhanovskii A., Popova E., Vasiliev A.* A shallow layer laboratory model of large-scale atmospheric circulation. *Geophysical & Astrophysical Fluid Dynamics*. 2023. P. 155–176. DOI: 10.1080/03091929.2023.2220877
14. *Vasiliev A.Y., Popova E.N., Sukhanovskii A.N.* The flow structure in a laboratory model of atmospheric general circulation. *Computational Continuum Mechanics*. 2023. Vol. 16, no. 3. P. 321–330. DOI: 10.7242/1999-6691/2023.16.3.27
15. *Sukhanovskii A., Gavrilov A., Popova E., Vasiliev A.* The study of the impact of polar warming on global atmospheric circulation and mid-latitude baroclinic waves using a laboratory analog. *Weather and Climate Dynamics*. 2024. Vol. 5, no. 2. P. 863–880. DOI: 10.5194/wcd-5-863-2024
16. *Smith D.M., Screen J.A., Deser C., et al.* The Polar Amplification Model Intercomparison Project (PAMIP) contribution to CMIP6: investigating the causes and consequences of polar amplification. *Geoscientific Model Development*. 2019. Vol. 12, no. 3. P. 1139–1164. DOI: 10.5194/gmd-2018-82
17. *Ye K., Woollings T., Sparrow S.N., Watson P.A.G., Screen J.A.* Response of winter climate and extreme weather to projected Arctic sea-ice loss in very large-ensemble climate model simulations. *npj Climate and Atmospheric Science*. 2024. Vol. 7, no. 1. P. 20. DOI: 10.1038/s41612-023-00562-5
18. *Blackport R., Screen J.A.* Insignificant effect of Arctic amplification on the amplitude of midlatitude atmospheric waves. *Science Advances*. 2020. Vol. 6, no. 8. eaay2880. DOI: 10.1126/sciadv.aay2880
19. *Gavrilov A., Sukhanovskii A., Vasiliev A., Popova E.* Numerical study of structural changes in the laboratory model of the atmospheric general circulation under variation of the rotation rate. *International Journal of Heat and Mass Transfer*. 2025. Vol. 241. 126676. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2025.126676
20. *Soden B.J.* The diurnal cycle of convection, clouds, and water vapor in the tropical upper troposphere. *Geophysical Research Letters*. 2000. Vol. 27, no. 15. P. 2173–2176. DOI: 10.1029/2000GL011436
21. *Lee M.-I., Schubert S.D., Suarez M.J., Schemm J.-K.E., Pan H.-L., Han J., Yoo S.-H.* Role of convection triggers in the simulation of the diurnal cycle of precipitation over the United States Great Plains in a general circulation model. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 2008. Vol. 113, no. D2. DOI: 10.1029/2007JD008984
22. *Dai A., Deser C.* Diurnal and semidiurnal variations in global surface wind and divergence fields. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*. 1999. Vol. 104, no. D24. P. 31109–31125. DOI: 10.1029/1999JD900927
23. *Yang G.-Y., Slingo J.* The Diurnal Cycle in the Tropics. *Monthly Weather Review*. 2001. Vol. 129, no. 4. P. 784–801. DOI: 10.1175/1520-0493(2001)129<0784:TDCITT>2.0.CO;2
24. *Raupp C.F.M., Dias P.L.S.* Interaction of equatorial waves through resonance with the diurnal cycle of tropical heating. *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*. 2010. Vol. 62, no. 5. P. 706–718. DOI: 10.1111/j.1600-0870.2010.00463.x
25. *Stern M.E.* The Moving Flame Experiment. *Tellus A: Dynamic Meteorology and Oceanography*. 1959. Vol. 11, no. 2. P. 175–179. DOI: 10.3402/tellusa.v11i2.9301
26. *Schubert G., Whitehead J.A.* Moving Flame Experiment with Liquid Mercury: Possible Implications for the Venus Atmosphere. *Science*. 1969. Vol. 163, no. 3862. P. 71–72. DOI: 10.1126/science.163.3862.71
27. *Reiter P., Zhang X., Stepanov R., Shishkina O.* Generation of zonal flows in convective systems by travelling thermal waves. *Journal of Fluid Mechanics*. 2021. Vol. 913. A13. DOI: 10.1017/jfm.2020.1186